

Т-НЕИНВАРИАНТНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ И ГИРОТРОПИЯ

В. Г. Барышевский

Нарушение симметрии законов природы при обращении знака времени наблюдалось только в распаде  $K_0$ -мезонов [1] и по-прежнему остается одной из самых больших нерешенных проблем в физике элементарных частиц. После обнаружения CP-нарушения в распаде  $K_0$ -мезонов было предпринято множество попыток экспериментально обнаружить это явление в различных процессах. Однако эти эксперименты не были успешны. В настоящее время активно обсуждается возможность новых, более точных экспериментов. Отметим здесь эксперименты, направленные на обнаружение электрического дипольного момента (ЭДМ) атома [2] и нейтрона [3] при прецессии спина частицы в электрическом поле, и подготовку экспериментов по обнаружению вращения плоскости поляризации света, вызванного псевдоскемановским расщеплением уровней атома (молекулы) внешним электрическим полем, возникающим при взаимодействии ЭДМ  $\vec{d}_a$  с электрическим полем  $W = -\vec{d}_a \cdot \vec{E}$  [4–8] (этот эффект подобен магнитооптическому эффекту Макалузо – Корбино [9]) (рис.1, 2).

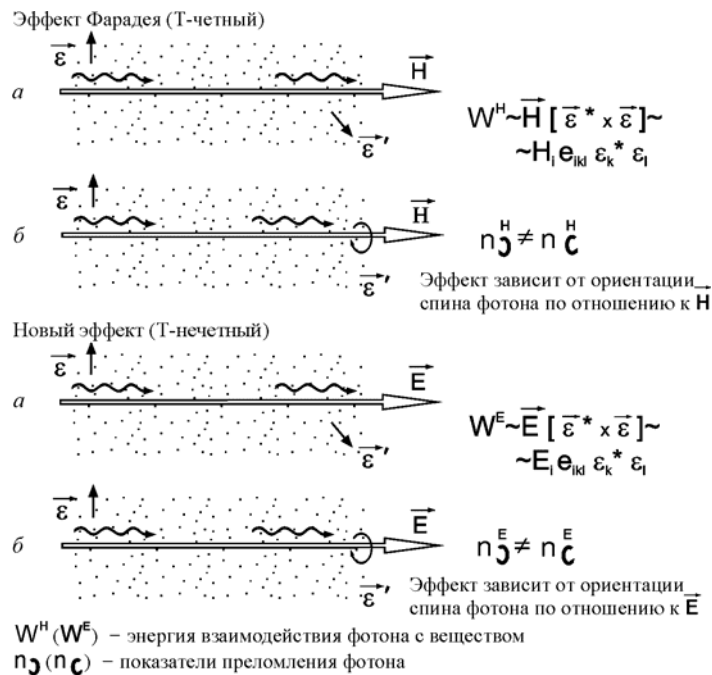


Рис. 1. Т-нечетное вращение плоскости поляризации (а) и циркулярный дихроизм в электрическом поле (б)

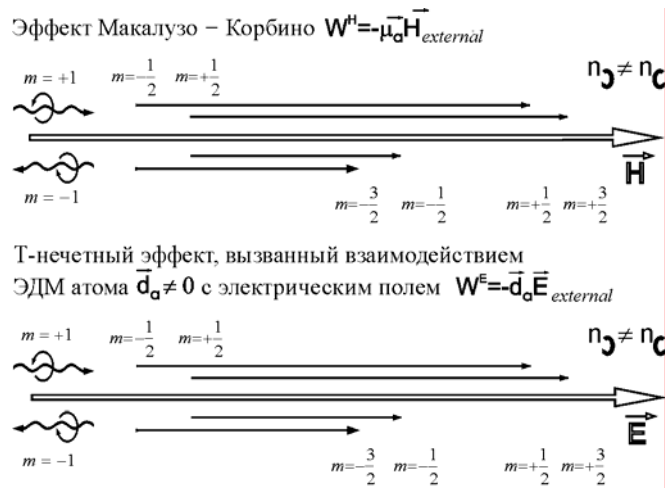


Рис. 2. Эффект вращения плоскости поляризации Макалузо – Корбино и Т-нечетный эффект

Следует отметить, что указанные эксперименты предполагают наличие у атомов (нейтронов и других элементарных частиц) такой внутренней квантовой характеристики, как статический ЭДМ. В работах [10–12] было показано, что наряду с ЭДМ существует еще одна характеристика атома (нейтрона, элементарной частицы), описывающая отклик на воздействие внешнего поля, – Т- и Р-нечетная поляризуемость частицы  $\beta^T$ . Эта поляризуемость отлична от нуля, даже если ЭДМ частицы равен нулю. В частности, в случае атомов (молекул) эта поляризуемость отлична от нуля, даже если ЭДМ электрона равен нулю, и, как следствие, отсутствует псевдодоземановское расщепление уровней атома в электрическом поле.

Как было показано, и Т-нечетная поляризуемость  $\beta^T$ , и ЭДМ ответственны за появление некоторых новых оптических явлений:

- Т-нечетное двулучепреломление [13]: явление, при котором плоско поляризованный фотон превращается в циркулярно поляризованный и наоборот, это явление аналогично магнитооптическому двулучепреломлению (эффект Коттона – Мутона [14], рис. 3);
- вызываемые штарковским расщеплением уровней атома (молекулы) вращение плоскости поляризации и циркулярный дихроизм света в оптически однородной изотропной среде, помещенной в электрическое поле [16, 17] (рис. 4).

Этот Т-нечетный эффект является кинематическим аналогом хорошо известного Т-четного эффекта Фарадея, т. е. явления вращения плоскости поляризации фотонов в среде, помещенной в магнитное поле, благодаря механизму Ван-Флека. Подобно Р-нечетному Т-четному эффекту вращения плоскости поляризации света, за который ответственна внутренняя спиновая спираль атома [15], Т-нечетный эффект вращения вызван намагничиванием атома, возникающим при воздействии внешнего электрического поля (см. разд. 3). Более того, согласно [16] и разд. 3, Т-неинвариантное намагничивание атома, возникающее при воз-

действии на атом (молекулу) внешнего статического электрического поля, индуцирует появление магнитного поля  $\vec{H}_{ind}$ . Энергия взаимодействия магнитного момента атома  $\vec{\mu}_a$  с этим полем  $W = -\vec{\mu}_a \cdot \vec{H}_{ind}(\vec{E})$ . Поэтому полное расщепление атомных уровней определяется энергией  $W(T) = -\vec{d}_a \cdot \vec{E} - \vec{\mu}_a \cdot \vec{H}_{ind}(\vec{E})$ . И следовательно, вращение плоскости поляризации (двулучепреломление), связанное с расщеплением энергетических уровней, вызвано не только взаимодействием  $\vec{d}_a$  с электрическим полем, но и взаимодействием  $\vec{H}_{ind}(\vec{E})$  с  $\vec{\mu}_a$ . Легко увидеть, что даже при  $\vec{d}_a = 0$  энергия расщепления отлична от нуля и существует Т-нечетное вращение плоскости поляризации и Т-нечетное двулучепреломление.

Т-нечетное вращение плоскости поляризации и циркулярный дихроизм появляются также при прохождении фотонов через нецентросимметричную дифракционную решетку [12].

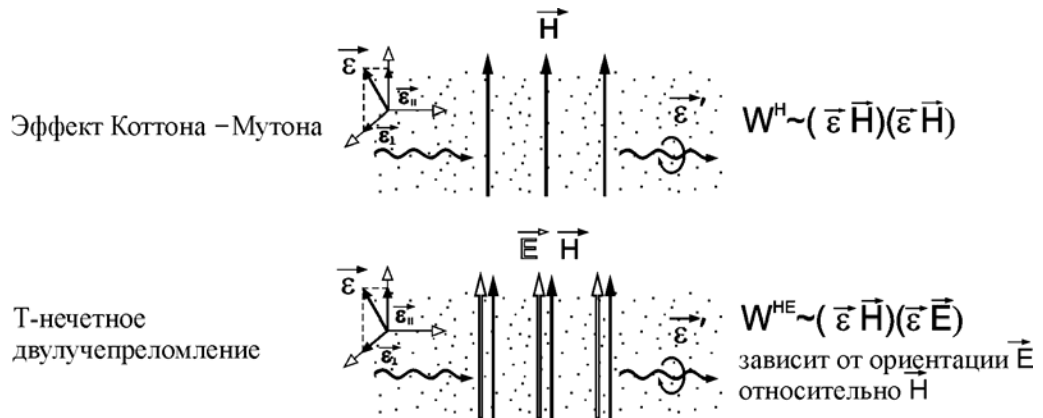


Рис. 3. Эффект Коттона – Мутона и Т-нечетное двулучепреломление

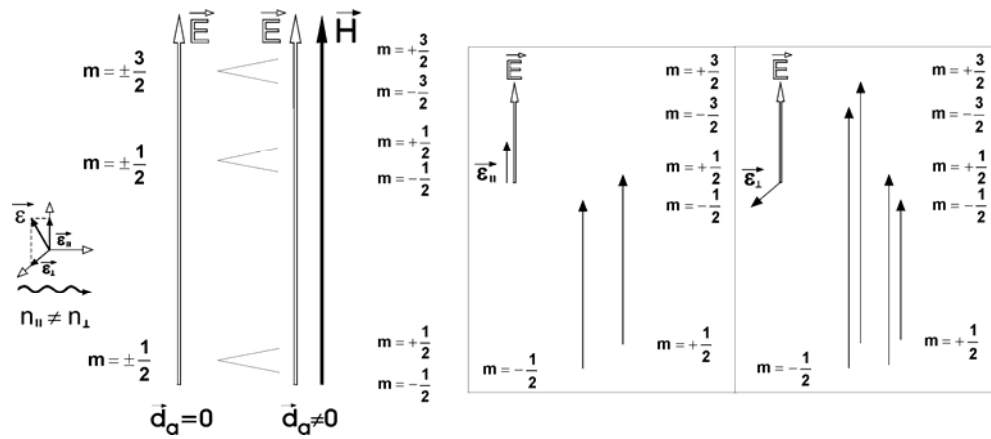


Рис. 4. Расщепление уровней

## 1. Тензор диэлектрической проницаемости среды в присутствии Т-неинвариантных взаимодействий

Пусть электромагнитная волна распространяется в однородной изотропной среде, помещенной в постоянное электрическое  $\vec{E}$  и магнитное  $\vec{H}$  поля. Тензор диэлектрической проницаемости среды  $\varepsilon_{ik}$  является некой функцией этих полей:

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ik}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H}),$$

где  $\omega$  – частота, а  $\vec{k}$  – волновой вектор фотона.

Тензор  $\varepsilon_{ik}$  может быть представлен в виде суммы

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ik}^{even}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H}) + \varepsilon_{ik}^{odd}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H}),$$

где  $\varepsilon_{ik}^{even}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$  – тензор диэлектрической проницаемости среды в отсутствие Р- и Т-нечетных взаимодействий, а  $\varepsilon_{ik}^{odd}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$  – слагаемое, обусловленное Т-, Р-нечетными взаимодействиями.

Разложим  $\varepsilon_{ik}$  на неприводимые представления:

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_0 \delta_{ik} + \varepsilon_{ik}^s + \varepsilon_{ik}^a, \quad (1)$$

где  $\delta_{ik}$  – символ Кронекера, индексы  $i, k = 1, 2, 3$  соответствуют  $(x, y, z)$ ;

$\varepsilon_0 = \frac{1}{3} \sum_i \varepsilon_{ii}$  – скаляр;  $\varepsilon_{ik}^s = \frac{1}{2}(\varepsilon_{ik} + \varepsilon_{ki}) - \varepsilon_0 \delta_{ik}$  – симметричный тензор второго

ранга (с равным нулю следом);  $\varepsilon_{ik}^a = \frac{1}{2}(\varepsilon_{ik} - \varepsilon_{ki})$  – антисимметричный тензор второго ранга.

Любой антисимметричный тензор второго ранга может быть представлен в виде (см., например, работу [13])

$$\varepsilon_{ik}^a = i e_{ikl} g_l,$$

где  $\vec{g}$  – аксиальный вектор, дуальный антисимметричному тензору  $\varepsilon_{ik}^a$ ,  $e_{ikl}$  – полностью антисимметричный единичный тензор третьего ранга.

Тензоры  $\varepsilon_{ik}^{even}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$  и  $\varepsilon_{ik}^{odd}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$  тоже могут быть представлены в виде (1).

Тензор  $\varepsilon_{ik}^{even}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$  описывает оптическую анизотропию среды во внешних полях для Р-, Т-четного мира. В частности, симметричная часть  $\varepsilon_{ik}^{even}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$  ответственна за эффекты двулучепреломления, обусловленные внешними полями  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  (т.е. эффекты Керра и Коттона – Мутона), а антисимметричная часть описывает эффекты Фарадея и Макалузо – Корбино.

Рассмотрим  $\varepsilon_{ik}^{odd}(\omega, \vec{k}, \vec{E}, \vec{H})$ . Слабые взаимодействия слабее электромагнитных, поэтому в разложении  $\varepsilon_{ik}^{odd}$  по константе слабого взаимодействия

нужно учитывать только линейные члены. В результате  $\varepsilon_{ik}^{odd}$  линейно зависит от P-, T-нечетных скалярных и тензорных линейных комбинаций векторов  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  и  $\vec{k}$ :

$$\varepsilon_{ik}^{odd} = \varepsilon_0^{odd} \delta_{ik} + \varepsilon_{ik}^{(s)odd} + i e_{ikl} g_l^{odd} = \left[ \chi_{sEH}^T (\vec{n}_E \vec{n}_H) + \chi_{sE}^T (\vec{n}_\gamma \vec{n}_E) + \chi_{sH}^P (\vec{n}_\gamma \vec{n}_H) \right] \delta_{ik} + \chi_t^T \left[ \frac{1}{2} (n_{Ei} n_{Hk} + n_{Hi} n_{Ek}) - \frac{1}{3} (\vec{n}_E \vec{n}_H) \right] + i \chi_{sEH}^P e_{ikl} n_{EHi} + i \chi_s^P e_{ikl} n_{\gamma l} + i \chi_E^T e_{ikl} n_{El}, \quad (2)$$

где  $\vec{n}_\gamma = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}$ ,  $\vec{n}_E = \frac{\vec{E}}{|\vec{E}|}$ ,  $\vec{n}_H = \frac{\vec{H}}{|\vec{H}|}$  и  $\vec{n}_{EH} = \frac{[\vec{E} \times \vec{H}]}{|\vec{E} \times \vec{H}|}$  – единичные векторы, повто-

ряющиеся индексы означают суммирование. Член, содержащий  $\delta_{ik}$ , описывает вклад P-, T-нечетных взаимодействий в скалярную часть диэлектрической поляризуемости, при этом  $\chi_{sEH}^T$  определяет вклад T-, P-нечетных взаимодействий,  $\chi_{sE}^T$  описывает T-нечетные P-четные взаимодействия (этот вклад впервые рассмотрен в работе [27]), а  $\chi_{sH}^P$  – P-нечетные T-четные. Второй член в выражении (2), который пропорционален  $\chi_t^T$ , отвечает за T-, P-нечетный эффект двулучепреломления, предсказанный в [13]. Члены, пропорциональные тензору  $e_{ikl}$ , описывают вращение плоскости поляризации света вокруг  $\vec{n}_{EH}$  (P-нечетное T-четное), вокруг направления электрического поля  $\vec{n}_E$  (P-, T-нечетное) и вокруг  $\vec{n}_\gamma$  (P-нечетное T-четное). Последнее – это хорошо известное и активно изучаемое явление вращения плоскости поляризации и дихроизма, обусловленное P-нечетными T-четными взаимодействиями [15, 23, 24]. Если спины атомов (молекул) определенным образом ориентированы, то появляется дополнительный вклад в  $\varepsilon_{ik}^{odd}$  [11].

В дальнейшем будем предполагать, что диэлектрическая проницаемость среды мало отлична от единицы ( $\varepsilon_{ik} - \delta_{ik} \ll 1$ ,  $\delta_{ik}$  – символ Кронекера). В этом случае тензор  $\varepsilon_{ik}$  связан с амплитудой упругого когерентного рассеяния фотона атомом (молекулой) среды [10–12] простым соотношением:

$$\varepsilon_{ik} = \delta_{ik} + \chi_{ik} = \delta_{ik} + \frac{4\pi\rho}{k^2} f_{ik}(0),$$

где  $\chi_{ik}$  – тензор поляризуемости среды;  $\rho$  – число атомов (молекул) в  $\text{см}^3$ ;  $k$  – волновое число фотона;  $f_{ik}(0)$  – тензорная часть амплитуды упругого когерентного рассеяния фотона атомом (молекулой) на угол 0. Индексы  $i = 1, 2, 3$  соответствуют координатам  $x, y, z$ , повторяющиеся индексы подразумевают суммирование.

Так же как и  $\varepsilon_{ik}$ , тензор  $f_{ik}(0)$  можно разложить на неприводимые части:

$$\begin{aligned}
f_{ik}(0) &= f_{ik}^{even} + f_{ik}^{odd} = f_{ik}^{even} + \frac{\omega^2}{c^2} \alpha_{ik}^{odd} = f_{ik}^{even} + \\
&+ \frac{\omega^2}{c^2} \left\{ \left[ \beta_{sEH}^T (\vec{n}_E \vec{n}_H) + \beta_{sE}^T (\vec{n}_\gamma \vec{n}_E) + \beta_{sH}^P (\vec{n}_\gamma \vec{n}_H) \right] \delta_{ik} + \right. \\
&+ \left. \beta_t^T \left[ \frac{1}{2} (n_{Ei} n_{Hk} + n_{Hi} n_{Ek}) - \frac{1}{3} (\vec{n}_E \vec{n}_H) \right] + i \beta_{sEH}^P e_{ikl} n_{EHl} + i \beta_s^P e_{ikl} n_{\gamma l} + i \beta_E^T e_{ikl} n_{El} \right\}, \quad (3)
\end{aligned}$$

где  $\alpha_{ik}^{odd}$  – тензор динамической поляризуемости атома (молекулы), а величины  $\beta$  – динамические поляризуемости атома (молекулы).

Амплитуда упругого когерентного рассеяния фотона атомом (молекулой) на нулевой угол

$$f(0) = f_{ik}(0) e_i^* e_k.$$

Здесь  $\vec{e}$  и  $\vec{e}'$  – векторы поляризации начального и рассеянного фотонов. Единичные векторы, описывающие циркулярную поляризацию фотонов:  $\vec{e}_+ = -\frac{\vec{e}_1 + i\vec{e}_2}{\sqrt{2}}$  – для правополяризованного фотона и  $\vec{e}_- = \frac{\vec{e}_1 - i\vec{e}_2}{\sqrt{2}}$  – для фотона с левой циркулярной поляризацией, где  $\vec{e}_1 \perp \vec{e}_2$ ,  $\vec{e}_2 = [\vec{n}_\gamma \times \vec{e}_1]$  – единичные векторы поляризации линейно поляризованных фотонов,  $[\vec{e}_1 \times \vec{e}_2] = \vec{n}_\gamma$ ,  $\vec{e}_1 = -\frac{\vec{e}_+ - \vec{e}_-}{\sqrt{2}}$ ,  $\vec{e}_2 = -\frac{\vec{e}_+ + \vec{e}_-}{i\sqrt{2}}$ .

Показатель преломления определяется как

$$\hat{N} = N_{ik} = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2} f_{ik}.$$

Предположим, что  $\vec{H} = 0$  и электромагнитная волна распространяется в газе вдоль направления  $\vec{E}$ . Показатели преломления для фотонов с правой ( $N_+$ ) и левой ( $N_-$ ) циркулярной поляризацией можно записать следующим образом:

$$N_{\pm} = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2} f_{\pm}(0) = 1 + \frac{2\pi\rho}{k^2} \left\{ f^{ev}(0) + \frac{\omega^2}{c^2} \beta_{sE}^T (\vec{n}_\gamma \vec{n}_E) \mp \frac{\omega^2}{c^2} \left[ \beta_s^P + \beta_E^T (\vec{n}_E \vec{n}_\gamma) \right] \right\}. \quad (4)$$

где  $f_+(0)(f_-(0))$  – амплитуда упругого когерентного рассеяния на угол ноль фотона с правой (левой) циркулярной поляризацией на атоме (молекуле).

Пусть линейно поляризованные фотоны  $\vec{e}_1 = -\frac{\vec{e}_+ - \vec{e}_-}{\sqrt{2}}$  падают на газовую мишень. Вектор поляризации фотона в газе  $\vec{e}_1'$  можно записать в виде

$$\vec{e}_1' = -\frac{\vec{e}_+}{\sqrt{2}} e^{ikN_+L} + \frac{\vec{e}_-}{\sqrt{2}} e^{ikN_-L} = e^{ik(N_++N_-)L} \left\{ \vec{e}_1 \cos \frac{1}{2} k(N_+ - N_-)L - \vec{e}_2 \sin \frac{1}{2} k(N_+ - N_-)L \right\}. \quad (5)$$

где  $L$  – длина распространения фотона в среде.

Легко увидеть, что плоскость поляризации фотона в газе вращается. Угол поворота  $\mathcal{G}$ :

$$\mathcal{G} = \frac{1}{2} k \operatorname{Re}(N_+ - N_-)L = \frac{\pi\rho}{k} \operatorname{Re}[f_+(0) - f_-(0)] \quad L = -\frac{2\pi\rho\omega}{c} [\beta_s^P + \beta_E^T(\vec{n}_E\vec{n}_\gamma)] L, \quad (6)$$

где  $\operatorname{Re} N_\pm$  – реальная часть  $N_\pm$ . Следует заметить, что  $\mathcal{G} > 0$  соответствует правому повороту плоскости поляризации, а  $\mathcal{G} < 0$  – левому, где правое (положительное) вращение воспринимается наблюдателем как вращение по часовой стрелке.

В соответствии с (6) Т-нечетное взаимодействие приводит к повороту плоскости поляризации вокруг направления электрического поля  $\vec{E}$ . Угол поворота пропорционален поляризуемости  $\beta_E^T$  и произведению  $(\vec{n}_\gamma\vec{n}_E)$ . Наряду с Т-нечетным явлением существует Т-четный Р-нечетный поворот плоскости поляризации, определяемый поляризуемостью  $\beta_s^P$  и не зависящий от  $(\vec{n}_\gamma\vec{n}_E)$ . Зависимость Т-нечетного вращения от направления электрического поля  $\vec{E}$  относительно  $\vec{n}_\gamma$  позволяет экспериментально различить Т-нечетное и Т-четное Р-нечетное явления. Показатель преломления  $N_+(N_-)$  имеет действительную, и мнимую части. Мнимая часть показателя преломления  $\operatorname{Im} N_\pm \sim \operatorname{Im} \beta_E^T(\vec{n}_\gamma\vec{n}_E)$  ответственна за Т-нечетный циркулярный дихроизм. Благодаря этому процессу линейно поляризованный фотон приобретает циркулярную поляризацию, причем знак циркулярной поляризации зависит от знака скалярного произведения  $(\vec{n}_\gamma\vec{n}_E)$ , что позволяет отличить Т-нечетный циркулярный дихроизм от Т-четного Р-нечетного. Последний пропорционален  $\operatorname{Im} \beta_s^P$ .

Рассмотрим теперь простые соображения, позволяющие понять происхождение эффекта поворота плоскости поляризации в электрическом поле [18]. Пусть атом с одним валентным электроном, находящийся в основном состоянии  $S_{1/2}$ , помещен в электрическое поле. Р- и Т-нечетные взаимодействия и взаимодействие с электрическим полем приводят к примешиванию состояний с противоположной четностью к основному состоянию. Рассматривая только смешивание с ближайшим  $nP_{1/2}$ -состоянием, атомную волновую функцию  $|\tilde{s}_{1/2}\rangle$  можно записать в виде

$$|\tilde{s}_{1/2}\rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} (R_0(r) - R_1(r)(\vec{\sigma}\vec{n})\eta - R_1(r)(\vec{\sigma}\vec{n})(\vec{\sigma}\vec{E})\delta) |\chi_{1/2}\rangle, \quad (7)$$

где  $\vec{\sigma}$  – матрицы Паули;  $\vec{n} = \frac{\vec{r}}{r}$  – единичный вектор в направлении  $\vec{r}$ ;  $R_0$  и  $R_1$  – радиальные части волновых функций  $nS_{1/2}$  и  $nP_{1/2}$  соответственно;  $|\chi_{1/2}\rangle$  – спи-

новая часть волновой функции;  $\eta$  – коэффициент смешивания состояний  $S_{1/2}$   $P_{1/2}$ , обусловленный P-, T-нечетным взаимодействием;  $\delta$  – коэффициент смешивания, обусловленный наличием электрического поля.

Рассмотрим ориентацию спина электрона в атоме. Для того чтобы найти пространственное распределение спина электрона в атоме, нужно усреднить оператор спина по спиновой части волновой функции атома. В T-нечетный поворот плоскости поляризации света дают вклад только члены, содержащие одновременно и  $\delta$  и  $\eta$ . Пространственное распределение спина, обусловленное этими членами, имеет вид

$$\Delta \vec{s}(\vec{r}) = \frac{\eta \delta}{8\pi} R_I^2 \langle \chi_{1/2} | (\vec{\sigma} \vec{\sigma}(\vec{\sigma} \vec{E}) + (\vec{\sigma} \vec{E})(\vec{\sigma} \vec{\sigma})) | \chi_{1/2} \rangle = \frac{\eta \delta R_I^2}{8\pi} (4\vec{n}(\vec{n} \vec{E}) - 2\vec{E}). \quad (8)$$

Векторное поле  $(4\vec{n}(\vec{n} \vec{E}) - 2\vec{E})$  показано на рис. 5.

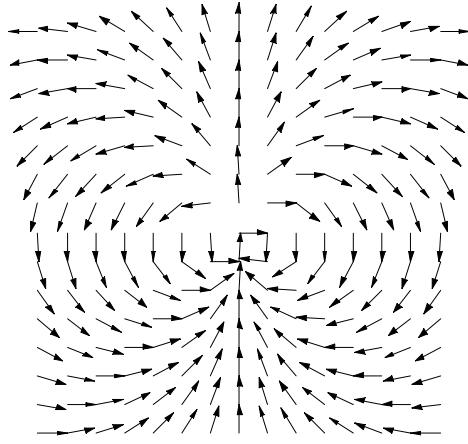


Рис. 5. Векторное поле  $(4\vec{n}(\vec{n} \vec{E}) - 2\vec{E})$ . Векторы на рисунке показывают направление спина атома в состоянии  $S_{1/2}$  с примесью состояния  $P_{1/2}$ , обусловленного P-, T-нечетными взаимодействиями и внешним электрическим полем

Поскольку  $\Delta \vec{s}(\vec{r})$  не зависит от начального направления спина атома, такая спиновая структура имеется и в неполяризованном атоме. Важная особенность такого распределения состоит в том, что вектор спина, усредненный по пространственным переменным, отличен от нуля и направлен вдоль электрического поля  $\vec{E}$ , т. е. атом оказывается намагниченным под действием электрического поля. Фотоны с угловым моментом, параллельным и антипараллельным направлению такого намагничивания, по-разному взаимодействуют с атомом, что и вызывает вращение плоскости поляризации света.



## 2. Т-, Р-нечетные поляризуемости атомов (молекул)

Чтобы оценить величину эффекта, нужно найти Т-нечетный тензор поляризуемости  $\alpha_{ik}^{odd}$  и Т-нечетные поляризуемости атома (молекулы) или, что то же самое (см. формулы (3), (6)) Т-нечетную часть амплитуды  $f(0)$  упругого когерентного рассеяния фотона на атоме (молекуле). В соответствии с квантовой электродинамикой упругое когерентное рассеяние на угол ноль может рассматриваться как последовательность двух процессов: 1) поглощение начального фотона с моментом  $\vec{k}$  и переход атома (молекулы) из начального состояния  $|N_0\rangle$  с энергией  $E_{N_0}$  в промежуточное состояние  $|F\rangle$  с энергией  $E_F$ ; 2) переход атома (молекулы) из промежуточного состояния  $|F\rangle$  в конечное состояние  $|F'\rangle = |N_0\rangle$  и испускание фотона с моментом  $\vec{k}' = \vec{k}$ .

Пусть  $H_A$  – гамильтониан атома (молекулы), учитывающий слабое взаимодействие между электронами и ядрами и электромагнитное взаимодействие атома (молекулы) с внешними электрическим  $\vec{E}$  и магнитным  $\vec{H}$  полями. Он определяет систему собственных функций  $|F\rangle$  и собственных значений  $E_F = E_F(\vec{E}, \vec{H})$ :

$$H_A|F\rangle = E_F|F\rangle, \quad (9)$$

$F$  – набор квантовых чисел, описывающих состояние  $|F\rangle$ .

Согласно [17], Т-нечетные эффекты в газе, помещенном во внешние электрическое и магнитное поля, проявляются даже в электрическом дипольном приближении, в отличие от Р-нечетного Т-четного вращения плоскости поляризации. Поляризуемость, описывающая последнее явление, пропорциональна произведению матричных элементов электрического дипольного и магнитного дипольного переходов.

Матричный элемент процесса, определяющего амплитуду рассеяния вперед в дипольном приближении, получен в [20]

$$M_{N_0} = \sum_F \left\{ \frac{\langle N_0 | \vec{d}\vec{e}^* | F \rangle \langle F | \vec{d}\vec{e} | N_0 \rangle}{E_F - E_{N_0} - \hbar\omega} + \frac{\langle N_0 | \vec{d}\vec{e} | F \rangle \langle F | \vec{d}\vec{e}^* | N_0 \rangle}{E_F - E_{N_0} + \hbar\omega} \right\}, \quad (10)$$

где  $\vec{d}$  – оператор электрического дипольного момента;  $\omega$  – частота фотона;  $|N_0\rangle$  – волновая функция начального состояния атома (молекулы) с энергией  $E_{N_0}$ ;  $|F\rangle$  – волновая функция промежуточного состояния с энергией  $E_F$ .

Для газов энергия атома  $E_F$  складывается из внутренней энергии атома, его кинетической энергии и энергии взаимодействия атома с внешними полями. Очень важно отметить, что кроме взаимодействия с внешними полями  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  атом испытывает воздействие, вызванное когерентным рассеянием атома на других атомах газа. Потенциальная энергия такого взаимодействия [10, 11, 28]:

$$U_F = -\frac{4\pi\hbar^2}{M_A} \rho f_F(\vec{k}, \vec{k}),$$

где  $\rho$  – плотность атомов газа;  $M_A$  – масса атома;  $f_F(\vec{k}, \vec{k})$  – амплитуда упругого когерентного рассеяния вперед атома в состоянии  $|F\rangle$  атомом газа (если атомы одинаковы, то нужно учитывать также влияние обменных эффектов при рассеянии). Энергия  $U_F$  зависит от состояния атома  $|F\rangle$  и ориентации полного момента атома в этом состоянии. Исключительно важно учитывать  $U_F$  при подробных расчетах, потому что она может давать вклад в обсуждаемые явления.

Движение атомов газа приводит к доплеровскому уширению уровней, и для получения окончательного выражения, нужно усреднить (6) по распределению импульсов атомов в газе. Мы не будем явно рассматривать здесь эту стандартную процедуру [15].

Следует напомнить также, что возбужденные уровни атома (молекулы) квазистационарны:  $E_F = E_F^{(0)} - \frac{i}{2}\Gamma_F$ ,  $E_F^{(0)}$  – энергия атомного уровня,  $\Gamma_F$  – ширина уровня. Матричный элемент (10) можно записать как

$$M_{N_0} = \alpha_{ik}^{N_0} e_i^* e_k, \quad (11)$$

где  $\alpha_{ik}^{N_0}$  – тензор динамической поляризуемости атома (молекулы):

$$\alpha_{ik}^{N_0} = \sum_F \left\{ \frac{\langle N_0 | d_i | F \rangle \langle F | d_k | N_0 \rangle}{E_F - E_{N_0} - \hbar\omega} + \frac{\langle N_0 | d_k | F \rangle \langle F | d_i | N_0 \rangle}{E_F - E_{N_0} + \hbar\omega} \right\}. \quad (12)$$

В общем случае атомы распределены по уровням основного состояния  $N_0$  с вероятностью  $P(N_0)$ . Поэтому  $\alpha_{ik}^{N_0}$  должен быть усреднен по всем состояниям  $N_0$ . В результате поляризуемость можно записать в виде

$$\alpha_{ik} = \sum_{N_0} P(N_0) \alpha_{ik}^{N_0}. \quad (13)$$

Тензор  $\alpha_{ik}$  может быть разложен на неприводимые части:

$$\alpha_{ik} = \alpha_0 \delta_{ik} + \alpha_{ik}^s + \alpha_{ik}^a, \quad (14)$$

где  $\alpha_0 = \frac{1}{3} \sum_i \alpha_{ii}$  – скаляр;  $\alpha_{ik}^s = \frac{1}{2}(\alpha_{ik} + \alpha_{ki}) - \alpha_0 \delta_{ik}$  – симметричный тензор второго ранга;  $\alpha_{ik}^a = \frac{1}{2}(\alpha_{ik} - \alpha_{ki})$  – антисимметричный тензор второго ранга.

$$\alpha_0 = \frac{2}{3} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_{iF} \frac{\omega_{N_0} \langle N_0 | d_i | F \rangle \langle F | d_i | N_0 \rangle}{\hbar(\omega_{FN_0}^2 - \omega^2)}, \quad (15)$$

$$\alpha_{ik}^s = \sum_{N_0} P(N_0) \sum_F \omega_{N_0} \frac{[\langle N_0 | d_i | F \rangle \langle F | d_k | N_0 \rangle - \langle N_0 | d_k | F \rangle \langle F | d_i | N_0 \rangle]}{\hbar(\omega_{FN_0}^2 - \omega^2)} - \alpha_0 \delta_{ik},$$

$$\alpha_{ik}^a = \frac{\omega}{\hbar} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_F \left\{ \frac{\langle N_0 | d_i | F \rangle \langle F | d_k | N_0 \rangle - \langle N_0 | d_k | F \rangle \langle F | d_i | N_0 \rangle}{\omega_{FN_0}^2 - \omega^2} \right\}, \quad (16)$$

где  $\omega_{FN_0} = \frac{E_F - E_{N_0}}{\hbar}$ .

Пусть атомы (молекулы) не поляризованы. Антисимметричная часть поляризуемости (15) равна нулю в отсутствие Т-, Р-нечетных взаимодействий и внешнего магнитного поля. Следует напомнить, что для Р-нечетных Т-четных взаимодействий антисимметричная часть поляризуемости отлична от нуля только для магнитных и электрических дипольных переходов [15].

Как уже было показано, скалярная, симметричная и антисимметричная части  $\varepsilon_{ik}$  (а значит, и  $\alpha_{ik}$ ) описывают новые Т-нечетные явления. К примеру, явление Т-нечетного вращения плоскости поляризации в электрическом поле описывается антисимметричной частью  $\alpha_{ik}^a$  тензора динамической поляризуемости атома (молекулы), связанной с поляризуемостью  $\beta_E^T$ .

Выражение для  $\beta_E^T$  было получено в [13] и имеет вид

$$\beta_E^T = \frac{\omega}{\hbar} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_F \left\{ \frac{\langle N_0 | d_- | F \rangle \langle F | d_+ | N_0 \rangle - \langle N_0 | d_+ | F \rangle \langle F | d_- | N_0 \rangle}{\omega_{FN_0}^2 - \omega^2} \right\}. \quad (17)$$

Для дальнейшего анализа необходимы более подробные выражения для волновой функции атома (молекулы). Постоянная слабого взаимодействия очень мала, поэтому можно применить теорию возмущений. Пусть  $|f, \vec{E}\rangle$  – волновая функция атома (молекулы), взаимодействующего с электрическим полем  $\vec{E}$  в отсутствие слабых взаимодействий. Включим слабые взаимодействия  $V_W \neq 0$ . В соответствии с теорией возмущений [20] волновая функция  $|F\rangle$  в этом случае может быть записана в виде

$$|F\rangle = |f, \vec{E}\rangle + \sum_n \frac{\langle n, \vec{E} | V_W | f, \vec{E} \rangle}{E_f - E_n} |n, \vec{E}\rangle. \quad (18)$$

Следует отметить, что  $V_W$  входит и в числитель, и в знаменатель (17). Пусть  $V_W$  мало, тогда полная поляризуемость  $\beta_E^T$  может быть представлена в виде суммы двух слагаемых:

$$\beta_E^T = \beta_{mix}^T + \beta_{split}^T, \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned}
\beta_{mix}^T &= \frac{\omega}{\hbar} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_f \frac{1}{\omega_{fN_0}^2 - \omega^2} \sum_l \quad (20) \\
&\left\{ \frac{2\text{Re} \left[ \left\langle n_0 \vec{E} \middle| d_- \middle| f \vec{E} \right\rangle \left\langle f \vec{E} \middle| d_+ \middle| l \vec{E} \right\rangle - \left\langle n_0 \vec{E} \middle| d_+ \middle| f \vec{E} \right\rangle \left\langle f \vec{E} \middle| d_- \middle| l \vec{E} \right\rangle \right] \left\langle n_0 \vec{E} \middle| d_- \middle| f \vec{E} \right\rangle \left\langle l \vec{E} \middle| V_w \middle| n_0 \vec{E} \right\rangle}{E_{n_0} - E_l} + \right. \\
&+ \left. \frac{2\text{Re} \left[ \left\langle n_0 \vec{E} \middle| d_- \middle| l \vec{E} \right\rangle \left\langle l \vec{E} \middle| V_w \middle| f \vec{E} \right\rangle \left\langle f \vec{E} \middle| d_+ \middle| n_0 \vec{E} \right\rangle - \left\langle n_0 \vec{E} \middle| d_+ \middle| l \vec{E} \right\rangle \left\langle l \vec{E} \middle| V_w \middle| f \vec{E} \right\rangle \left\langle f \vec{E} \middle| d_- \middle| n_0 \vec{E} \right\rangle \right]}{E_f - E_l} \right\}; \\
\beta_{split}^T &= \frac{\omega}{\hbar} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_F \left\{ \frac{\langle n_0 | d_- | f \rangle \langle f | d_+ | n_0 \rangle - \langle n_0 | d_+ | f \rangle \langle f | d_- | n_0 \rangle}{\omega_{FN_0}^2 - \omega^2} \right\} = \\
&= \frac{\omega}{\hbar} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_F \left\{ \frac{\langle n_0 | d_- | f \rangle \langle f | d_+ | n_0 \rangle - \langle n_0 | d_+ | f \rangle \langle f | d_- | n_0 \rangle}{(\omega_{FN_0} - \omega)(\omega_{FN_0} + \omega)} \right\} = \\
&= \frac{1}{2\hbar} \sum_{N_0} P(N_0) \sum_F \left\{ \frac{\langle n_0 | d_- | f \rangle \langle f | d_+ | n_0 \rangle - \langle n_0 | d_+ | f \rangle \langle f | d_- | n_0 \rangle}{(\omega_{FN_0} - \omega)} \right\}; \quad (21) \\
\omega_{FN_0} &= \frac{E_F(\vec{E}) - E_{N_0}(\vec{E})}{\hbar}.
\end{aligned}$$

Нужно напомнить, что, согласно всему сказанному выше (см. также разд. 3), энергетические уровни  $E_F$  и  $E_{N_0}$  содержат сдвиг, обусловленный взаимодействием электрического дипольного момента уровня с электрическим полем  $\vec{E}$  и магнитного момента уровня с Т-нечетным индуцированным магнитным полем  $\vec{H}_{ind}(\vec{E})$ .

Следует отметить, что радиальные части атомной волновой функции действительны [20, 21], поэтому матричные элементы операторов  $d_{\pm}$  тоже действительны. В результате Р-нечетная Т-четная часть взаимодействия  $V_w$  не дает вклада в  $\beta_{mix}^T$ , так как Р-нечетные Т-четные матричные элементы  $V_w$  мнимы [15]. В то же время Т- и Р-нечетные матричные элементы  $V_w$  действительны [15], поэтому поляризуемость  $\beta_{mix}^T \neq 0$ .

В отсутствие электрического поля  $\vec{E} = 0$  поляризуемость  $\beta_E^T = 0$ , и поэтому вращение плоскости поляризации отсутствует. Действительно, электрическое поле  $\vec{E}$  смешивает атомные уровни с противоположной четностью: атомные уровни имеют определенную четность при  $\vec{E} = 0$ , а операторы  $d_{\pm}$  и  $V_w$  изменяют четность состояний атома. В результате четность конечного состояния

$|N'_0\rangle = d_- d_+ V_W |N_0\rangle$  оказывается противоположной четности начального состояния  $|N_0\rangle$ . Но в выражении для  $\beta_E^T$  начальное и конечное состояния одинаковы, поэтому  $\beta_E^T$  не может быть отличным от нуля при  $\vec{E} = 0$ . Следует еще раз подчеркнуть, что поляризуемость  $\beta_E^T$  отлична от нуля, даже если ЭДМ электрона равен нулю. Взаимодействие ЭДМ электрона с электрическим полем – только часть вклада в полную поляризуемость атома (молекулы). Обсуждаемый здесь новый эффект вызван штарковским смешиванием уровней атома (молекулы) и слабым Т- и Р-нечетным взаимодействием электронов с ядрами (и друг с другом). Итак, согласно (19), полный угол Т-нечетного поворота плоскости поляризации включает два слагаемых  $\mathcal{G} = \mathcal{G}_{mix} + \mathcal{G}_{split}$ , где  $\mathcal{G}_{mix} \sim \beta_{mix}^T$  обусловлен штарковским смешиванием уровней, а  $\mathcal{G}_{split} \sim \beta_{split}^T$  вызван расщеплением уровней атома в электрическом поле  $\vec{E}$  и магнитном поле  $\vec{H}_{ind}(\vec{E})$ . Вклады, даваемые  $\beta_{mix}^T$  и  $\beta_{split}^T$ , можно различить, изучая частотную зависимость  $\mathcal{G} = \mathcal{G}(\omega)$ . Согласно (20) и (21), вдали от резонанса  $\mathcal{G}_{mix} \sim \frac{1}{\omega_{f_0} - \omega}$ , тогда как  $\mathcal{G}_{split} \sim \frac{1}{(\omega_{f_0} - \omega)^2}$ . Следовательно,  $\mathcal{G}_{split}$  с ростом частоты убывает и выходит из резонанса быстрее, чем  $\mathcal{G}_{mix}$ .

Оценим величину Т-нечетного поворота плоскости поляризации, обусловленного  $\beta_{mix}^T$ . В соответствии с анализом [10–12], основанным на расчете вели-

чины Т- и Р-нечетных взаимодействий [15], отношение  $\frac{\langle V_W^T \rangle}{\langle V_W^P \rangle} \leq 10^{-3} \div 10^{-4}$ , где

$V_W^T$  – Т- и Р-нечетный матричный элемент, а  $V_W^P$  – Т-четный и Р-нечетный матричный элемент.

Р-нечетная Т-четная поляризуемость  $\beta_s^P$  пропорциональна электрическому дипольному матричному элементу, магнитному дипольному матричному элементу и  $V_W^P$ :  $\beta_s^P \sim \langle d \rangle \langle \mu \rangle \langle V_W^P \rangle$  [15]. В то же время  $\beta_{mix}^T \sim \langle d(\vec{E}) \rangle \langle d(\vec{E}) \rangle \langle V_W^T \rangle$ . В результате

$$\frac{\beta_{mix}^T}{\beta_s^P} \sim \frac{\langle d(\vec{E}) \rangle \langle d(\vec{E}) \rangle \langle V_W^T \rangle}{\langle d \rangle \langle \mu \rangle \langle V_W^P \rangle}. \quad (22)$$

Рассмотрим Т-нечетное вращение плоскости поляризации в электрическом поле  $\vec{E}$  для перехода  $n_0 \rightarrow f$  между уровнями  $n_0$  и  $f$ , которые имеют одинаковую четность при  $\vec{E} = 0$ . Матричный элемент  $\langle n_0, \vec{E} | d_{\pm} | f, \vec{E} \rangle$  отличен от нуля только при  $\vec{E} \neq 0$ . Пусть энергия взаимодействия атома с электрическим полем

$V_E = \bar{d}\bar{E}$  много меньше расстояния  $\Delta$  между энергетическими уровнями, смешиваемыми полем  $\bar{E}$ . В этом случае можно применить теорию возмущений для волновой функции  $|f, \bar{E}\rangle$ :

$$|f, \bar{E}\rangle = |f\rangle + \sum_m \frac{\langle m | -d_z E | f \rangle}{E_f - E_m} |m\rangle, \quad (23)$$

где  $z \parallel \bar{E}$ .

В результате матричный элемент  $\langle n_0, \bar{E} | d_{\pm} | f, \bar{E} \rangle$  можно записать как

$$\langle n_0, \bar{E} | d_{\pm} | f, \bar{E} \rangle = - \left\{ \sum_m \frac{\langle n_0 | d_{\pm} | m \rangle \langle m | d_z | f \rangle}{E_f - E_m} + \sum_p \frac{\langle n_0 | d_z | p \rangle \langle p | d_{\pm} | f \rangle}{E_{n_0} - E_p} \right\} E. \quad (24)$$

Видно, что в этом случае матричный элемент  $\langle d(\bar{E}) \rangle \sim \frac{\langle d \rangle E}{\Delta}$ , остальные матричные элементы в (20) можно оценить при  $\bar{E} = 0$ , что позволяет получить для  $\beta_{mix}^T$  оценку:

$$\beta_{mix}^T \sim \langle d \rangle \langle d \rangle \frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \langle V_W^T \rangle. \quad (25)$$

Отсюда выражение (22) можно записать следующим образом:

$$\frac{\beta_{mix}^T}{\beta_s^P} \sim \frac{\langle d \rangle \langle d \rangle \frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \langle V_W^T \rangle}{\langle d \rangle \langle \mu \rangle \langle V_W^P \rangle}. \quad (26)$$

Учитывая то, что матричный элемент  $\langle \mu \rangle \sim \alpha \langle d \rangle$  [20, 21], где  $\alpha = 1/137$  – постоянная тонкой структуры, равенство (26) можно записать в виде

$$\frac{\beta_{mix}^T}{\beta_s^P} \sim \alpha^{-1} \frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \frac{\langle V_W^T \rangle}{\langle V_W^P \rangle}. \quad (27)$$

Для случая  $\frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \sim 1$  соотношение (27) дает

$$\frac{\beta_{mix}^T}{\beta_s^P} \sim \alpha^{-1} \frac{\langle V_W^T \rangle}{\langle V_s^P \rangle} \leq 10^{-1} \div 10^{-2}. \quad (28)$$

Это условие может быть реализовано для возбужденных состояний атомов и двухатомных молекул (TlF, BiS, HgF), имеющих пару почти вырожденных состояний противоположной четности. Легко заметить, что отношение  $\frac{\beta_{mix}^T}{\beta_s^P}$  на

два порядка больше, чем простая оценка  $\frac{\langle V_w^T \rangle}{\langle V_s^P \rangle} \leq 10^{-3} \div 10^{-4}$ , благодаря тому, что

$\beta_{mix}^T$  определяется только электрическими дипольными переходами, тогда как  $\beta_s^P$  определяется электрическими и магнитными дипольными переходами одновременно.

Пусть теперь пучок фотонов падает ортогонально направлению электрического поля  $\vec{E}$ . Как было показано ранее, при этом возникает Т-нечетный вклад в эффект двулучепреломления, зависящий от  $\vec{d}_a$  и  $\vec{H}_{ind}(\vec{E})$ , который определяется только симметричной частью динамической поляризуемости атома (молекулы)  $\alpha_{ik}$  (14). Наблюдать Т-нечетное двулучепреломление наиболее удобно исследуя атом, помещенный и в электрическое, и в магнитное поле. В этом случае величина эффекта пропорциональна  $(\vec{E}\vec{H})$  и можно выделить Т-нечетный эффект на фоне Т-четных, изменяя направление  $\vec{E}$  по отношению к  $\vec{H}$ . Т-нечетное двулучепреломление также определяется двумя вкладками: расщеплением уровней и смешиванием уровней основного и возбужденных состояний во внешних полях.

Интересно отметить, что при прохождении фотонов через дифракционную решетку, элементарная ячейка которой не обладает центральной симметрией, Т-неинвариантный эффект вращения плоскости поляризации появляется даже в отсутствие электрического поля (подробную теорию см. [10–12, 22]).

### 3. Возможность наблюдения Т-нечетных эффектов в экспериментах с атомами и молекулами

Рассмотрим теперь возможность экспериментального обнаружения обсуждаемых Т-нечетных эффектов. В соответствии с (6) можно оценить величину угла Т-нечетного поворота плоскости поляризации в электрическом поле:

$$g_{mix}^T \sim \frac{2\pi\rho\omega}{c} \beta_{mix}^T L \sim \frac{\beta_{mix}^T}{\beta_s^P} g^P \sim \alpha^{-1} \frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \frac{\langle V_w^T \rangle}{\langle V_w^P \rangle} g^P. \quad (29)$$

Согласно экспериментальным данным [23, 24], которые хорошо согласуются с расчетами [15], типичное значение  $g^P$  для длины  $L$ , составляющей несколько длин поглощения ( $L_a$ ) фотона в газе,  $g^P \sim 10^{-6}$  рад.

Для электрического поля  $E \sim 10^4$  В·см<sup>-1</sup> можно оценить параметр  $\frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \sim 10^{-5}$  для Cs и Tl, а также  $\frac{\langle dE \rangle}{\Delta} \sim 10^{-4}$  для Yb и свинца. Поэтому легко получить  $g_{mix}^T \sim 10^{-13}$  рад для Cs и Tl, а также  $g_{mix}^T \sim 10^{-12}$  рад для Yb и свинца. Для двухатомных молекул (TlF, BiS, HgF) угол  $g_{mix}^T$  может быть еще больше, потому что у них есть пара вырожденных состояний противоположной четности.

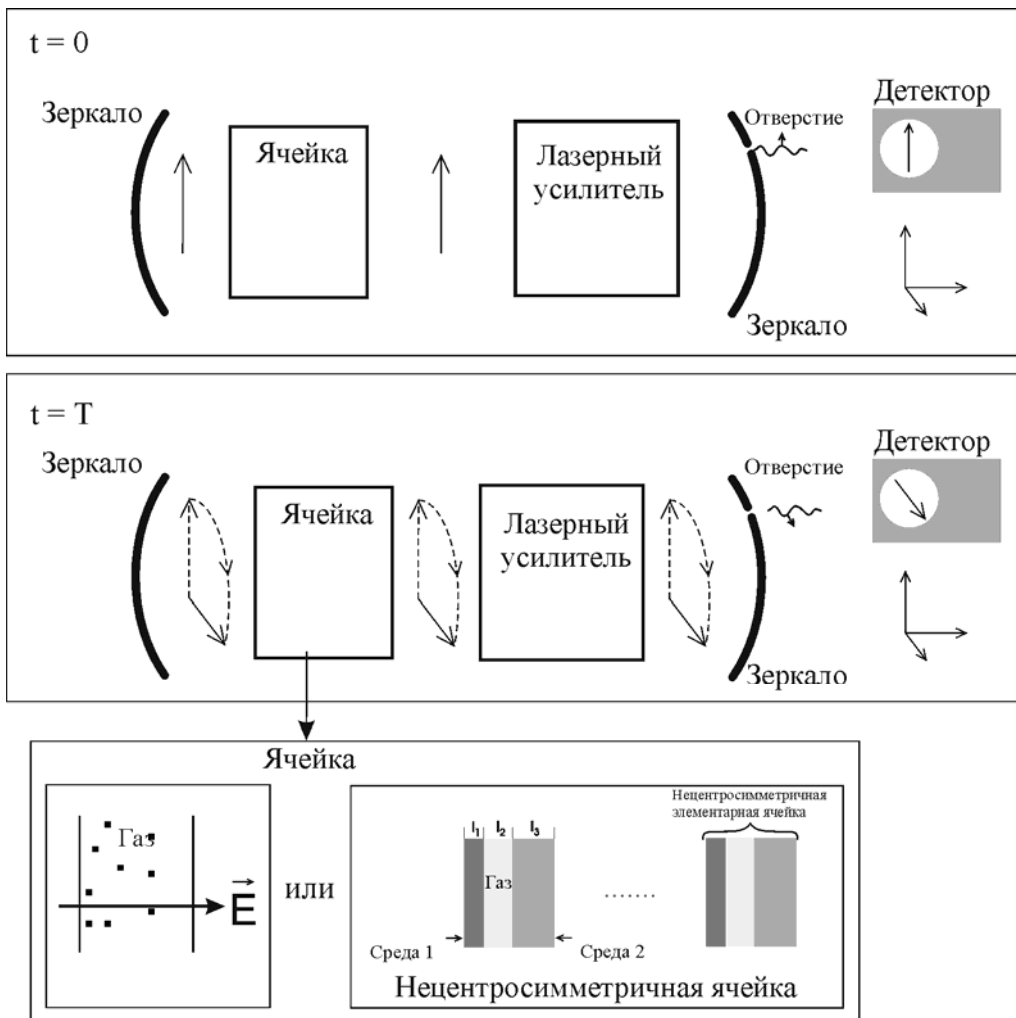


Рис. 6. Вращение плоскости поляризации в среде, помещенной в резонатор

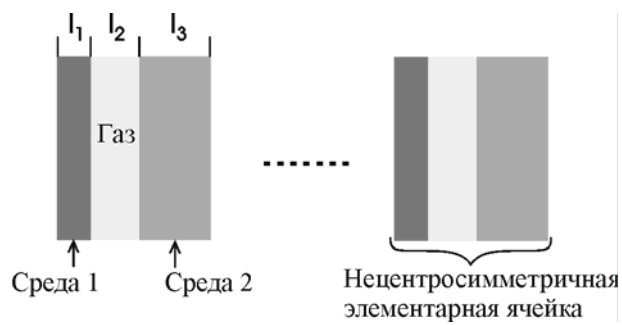


Рис. 7. Нецентросимметричная ячейка поля



Следует отметить, что современная классическая техника позволяет изменять углы поворота плоскости поляризации до  $4,3 \cdot 10^{-11}$  рад [25].

Увеличить угол поворота  $\vartheta^T$  можно, увеличив длину пути фотона в среде  $L$  (см. (6)), например, поместив среду (газ в электрическом поле или нецентросимметричную дифракционную решетку) в резонатор или внутри лазерного гироскопа (рис. 6).

Это возможно благодаря тому факту, что, в отличие от Р-нечетного вращения, Т-нечетное вращение плоскости поляризации фотона в электрическом поле (и в дифракционной решетке) накапливается при движении фотона как в прямом, так и в обратном направлении. Использование резонатора дает большое преимущество: даже несколько нецентросимметричных элементарных ячеек (см. рис. 7), помещенных в резонатор, могут обеспечить эффект, эквивалентный обеспечиваемому длинной дифракционной решеткой (рис. 8, 9).

На первый взгляд, переотражение волны в резонаторе (или многократное прохождение в кольцевом резонаторе лазерного гироскопа) не может обеспечить существенного увеличения длины пути фотона  $L$  по сравнению с длиной поглощения  $L_a$  из-за поглощения фотонов в среде. Эту трудность можно преодолеть, когда часть резонатора заполнена усиливающей средой. В результате электромагнитная волна, поглощаемая исследуемым газом, когерентно усиливается в усилителе и затем опять отражается в газ. При идеальных условиях световой импульс может существовать в таком резонаторе-усилителе неограниченно долго.

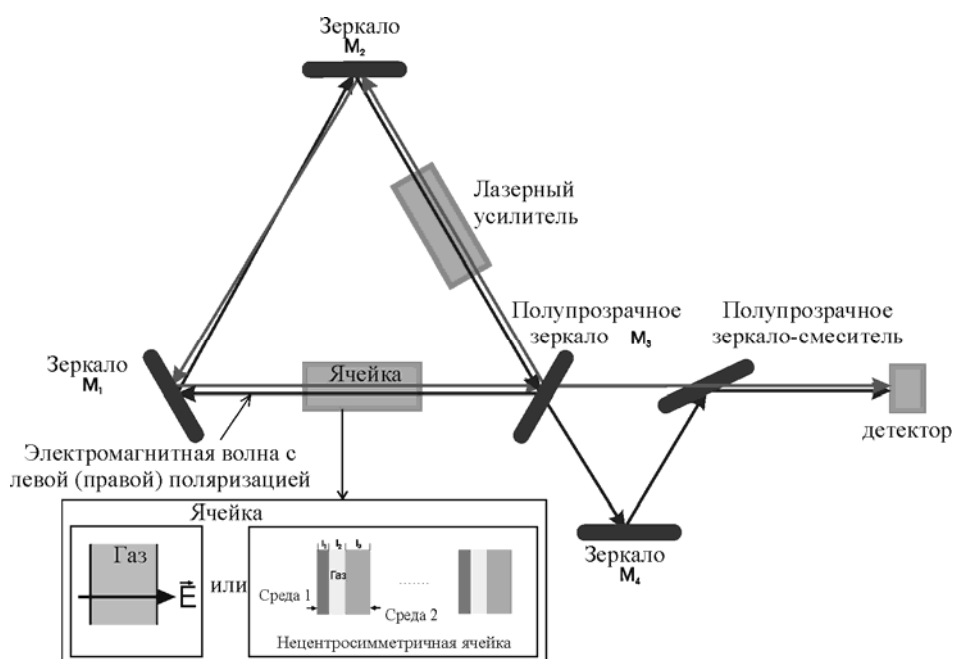


Рис. 8. Схема эксперимента, позволяющего наблюдать Т-нечетное вращение плоскости поляризации в резонаторе

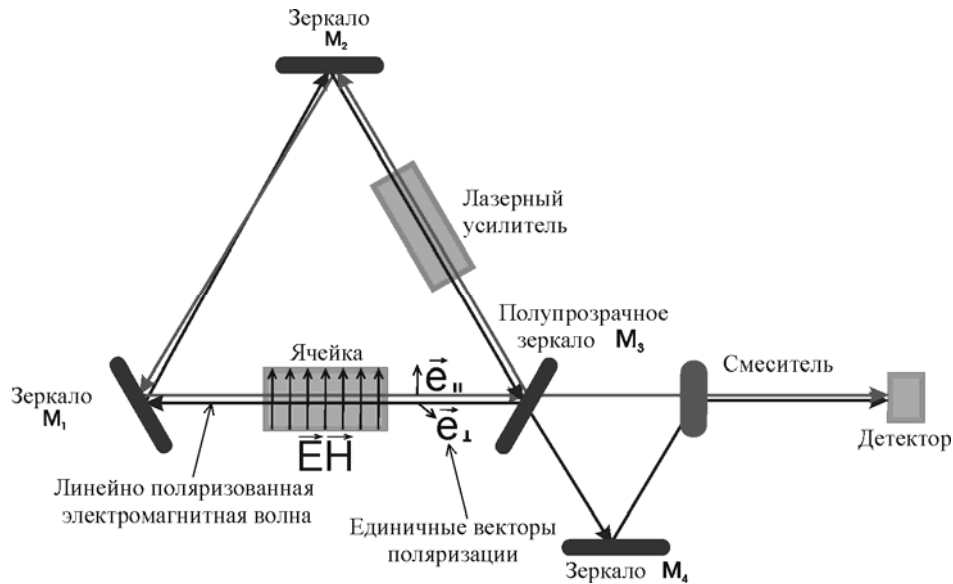


Рис. 9. Схема эксперимента, позволяющего наблюдать Т-нечетное вращение плоскости поляризации в резонаторе, содержащем газ, помещенный в электрическое и магнитное поля

Возникает своеобразная «фотонная ловушка», в которой плоскость поляризации волны вращается вокруг направления  $\vec{E}$  (в случае эффекта двойного лучепреломления линейная поляризация переходит в круговую и наоборот). Разность фаз между волнами с правой (левой) поляризацией, движущимися в противоположных направлениях в лазерном гироскопе, или, в случае эффекта двулучепреломления, разность фаз между волнами, имеющими ортогональные плоскости поляризации, возрастает со временем. Если мы изучаем явление вращения плоскости поляризации, то угол поворота  $\mathcal{G}_i^T = \Omega^T \cdot t$ , где  $\Omega^T$  – частота вращения плоскости поляризации вокруг направления электрического поля  $\vec{E}$ ,  $t$  – время нахождения фотона в «ловушке». Частоту  $\Omega^T$  легко найти из (6):  $\Omega^T = \frac{\mathcal{G}^T}{L} c = 2\pi\rho\omega\beta_E^T$ . Из оценок  $\mathcal{G}^T$  видно, что для  $\mathcal{G}^T \sim 10^{-12}$  рад (свинец, Yb) частота  $\Omega^T = \frac{\mathcal{G}^T}{L_a} c \sim 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ . Следовательно,  $\mathcal{G}_i^T \sim 10^{-4} t$  и за время порядка трех часов можно получить  $\mathcal{G}_i^T \sim 1$  рад. Аналогичные оценки для атомов Cs и Tl ( $\mathcal{G}^T \sim 10^{-13}$  рад) позволяют ожидать за то же время угла поворота  $\mathcal{G}_i^T \sim 10^{-1}$  рад. Время  $t$  ограничено, в частности, спонтанным излучением фотонов в усилителе, что постепенно приводит к деполяризации фотонного газа в резонаторе. Разумеется, описанный метод идеален, но он может быть применен для увеличения чувствительности эксперимента. Достигнутая в измерениях набег фазы чувствительность позволяет наблюдать эффект и в лазерном гироскопе. Лазерные ин-

терферометры, используемые как детекторы гравитационных волн, также могут обеспечить необходимую чувствительность.

Полагая необходимым измерить угол поворота  $\sim 10^{-6}$  рад в «фотонной ловушке» и принимая во внимание, что существующая техника позволяет измерять значительно меньшие углы, можно ожидать, что удастся увидеть эффект даже на уровне  $\frac{V_T}{V_P} \sim 10^{-9} \div 10^{-10}$ , т. е. если современные теории дают правильные оценки  $V_T$ , эффект заведомо будет обнаружен (напомню, что, согласно теоретическим оценкам,  $\frac{V_T}{V_P} \approx 10^{-4} \div 10^{-5}$ ).

Все сделанные выше оценки для явления вращения плоскости поляризации могут быть полностью отнесены и к эффекту двулучепреломления, который описывается симметричной частью Т-нечетного тензора поляризуемости. В поворот плоскости поляризации, так же как и в эффект двулучепреломления, дают вклад два процесса: расщепление уровней атома (молекулы) и смешивание состояний противоположной четности во внешних полях.

Эффект двулучепреломления появляется при движении фотона ортогонально электрическому и магнитному полям, величина эффекта пропорциональна произведению  $(\vec{E}\vec{H})$ . Поэтому можно выделить Т-нечетное двулучепреломление на фоне Т-четного эффекта, меняя направление  $\vec{E}$  относительно  $\vec{H}$ . Нужно отметить, что при наличии двулучепреломления в «фотонной ловушке» происходит изменение состояния поляризации со временем: циркулярная поляризация преобразуется в линейную, затем линейная преобразуется в циркулярную и т. д. (рис. 10).

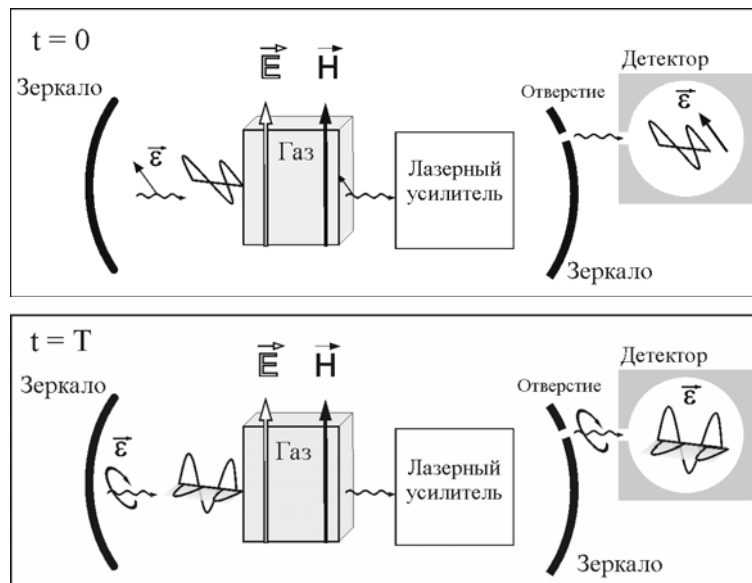


Рис. 10. Преобразование линейной поляризации в циркулярную и наоборот, благодаря эффекту двулучепреломления в «фотонной ловушке»

Оценим теперь возможную точность измерения ЭДМ при помощи Т-неинвариантных эффектов вращения плоскости поляризации и двулучепреломления в «фотонной ловушке». Пусть мы измеряем угол поворота с точностью  $\sim 10^{-6}$  рад/час (степень циркулярной поляризации при наличии двулучепреломления  $\delta \sim 10^{-6}$  рад/час). Угол поворота

$$\delta\mathcal{G} = k \operatorname{Re}(N_+ - N_-) L = k \operatorname{Re}(N_+ - N_-) cT,$$

где  $T$  – время наблюдения (степень циркулярной поляризации при преобразовании от линейной поляризации к круговой  $\delta\mathcal{G} = k(n_{\parallel} - n_{\perp}) L = k(n_{\parallel} - n_{\perp}) cT$ ).

Здесь  $n_{\parallel}$  – показатель преломления для фотона с линейной поляризацией параллельной электрическому полю, а  $n_{\perp}$  – показатель преломления для фотона с линейной поляризацией, перпендикулярной электрическому полю.

Представив  $\delta\mathcal{G}$  в виде

$$\delta\mathcal{G} = \frac{\rho c T \lambda^2}{2\pi} \frac{\Gamma_e d_a E}{\hbar \Gamma^2}, \quad (30)$$

где  $\rho$  – плотность атомов,  $\Gamma_e$  – радиационная ширина уровня,  $\Gamma$  – ширина уровня (включая доплеровское уширение),  $E$  – напряженность электрического поля, можно получить следующую оценку для  $d_a$ :

$$d_a = \frac{2\pi \hbar \Gamma^2}{\rho c T \lambda^2 \Gamma_e E} \delta\mathcal{G} \approx 10^{-33} e. \quad (31)$$

Здесь  $\lambda \sim 10^{-4}$  см,  $E = 10^2$  CGSE,  $\rho = 10^{17}$  атомов/см<sup>3</sup>,  $\delta\mathcal{G} \approx 10^{-6}$ ,  $T = 1$  час =  $3,6 \cdot 10^3$  с.

Для сравнения интересно отметить, что в последних публикациях [4] максимальный предел измерения ЭДМ  $d_a \approx 10^{-28} e$ , так что преимущества описываемого метода становятся очевидными.

Все вышесказанное может быть отнесено не только к оптической части спектра, но и к радиочастотной области, в которой описанное явление можно наблюдать для указанных атомов (молекул) [12].

#### 4. Явление нарушающей временную инвариантность генерации магнитного поля статическим электрическим полем в среде и вакууме

Как уже было показано, P-, T-нечетные взаимодействия вызывают смешивание уровней противоположной четности атома (молекулы), что приводит к появлению P-, T-нечетных членов в поляризуемости атома (молекулы) [10]. Это позволяет наблюдать многие оптические явления, например: вращение плоскости поляризации, двулучепреломление и циркулярный дихроизм фотонов в оптически однородной среде, помещенной в электрическое поле.

Энергия атома (молекулы) во внешнем электромагнитном поле содержит член, обусловленный T-нечетными взаимодействиями [10]:

$$\Delta U = -\frac{1}{2} \beta_s^T \vec{E} \vec{H}, \quad (32)$$

где  $\beta_s^T$  – скалярная T-нечетная поляризуемость атома (молекулы),  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  – напряженности внешних электрического и магнитного полей соответственно.

Хорошо известно [20], что, когда частота внешнего поля  $\omega \rightarrow 0$ , поляризуемости описывают процесс намагничения среды постоянным магнитным полем и электрической поляризации среды постоянным электрическим полем. Энергия взаимодействия магнитного момента  $\vec{\mu}$  с магнитным полем  $\vec{H}$ :

$$W_H = -\vec{\mu}\vec{H} . \quad (33)$$

Сравнение выражений (32) и (33) позволяет заключить, что воздействие стационарного электрического поля на атом (молекулу) индуцирует магнитный момент атома

$$\vec{\mu}_{ind}(\vec{E}) = \frac{1}{2} \beta_s^T \vec{E} . \quad (34)$$

С другой стороны, энергия взаимодействия электрического дипольного момента  $\vec{d}$  с электрическим полем  $\vec{E}$

$$W_E = -\vec{\mu}\vec{E} . \quad (35)$$

Как следует из (32) и (35), магнитное поле вызывает появление электрического дипольного момента атома

$$\vec{d}_{ind}(\vec{H}) = \frac{1}{2} \beta_s^T \vec{H} . \quad (36)$$

Таким образом, атом (молекула), помещенный в электрическое поле, приобретает индуцированный магнитный момент, который, в свою очередь, порождает магнитное поле. И аналогично, если атом помещен в магнитное поле, то индуцированный дипольный момент приводит к появлению соответствующего электрического поля.

Рассмотрим простейший эксперимент. Пусть однородная изотропная среда (жидкость или газ) помещена в электрическое поле  $\vec{E}$ . Из сказанного выше следует, что нарушение четности по отношению к обращению знака времени приводит к появлению магнитного поля  $\vec{H}_T = 4\pi\rho\vec{\mu}(\vec{E})$ , параллельного  $\vec{E}$  ( $\rho$  – число атомов (молекул) в см<sup>3</sup>). И наоборот, в среде, помещенной в магнитное поле  $\vec{H}$ , появляется электрическое поле  $\vec{E}_T = 4\pi\rho\vec{d}(\vec{H})$ . Оценим величину эффекта. Это легко сделать, зная величину  $\beta_s^T$ . Явное выражение для поляризуемостей в общем случае зависящих от времени полей было получено в [10] (см. (12)–(20) в работе [10]).

Кратко рассмотрим процедуру расчета. Пусть атом помещен в произвольные периодические по времени электрическое и магнитное поля. Энергия взаимодействия атома (молекулы) с этими полями имеет обычный вид:

$$W = -\hat{d}\vec{E} - \hat{\mu}\vec{H} + \dots , \quad (37)$$

где  $\hat{d}$  и  $\hat{\mu}$  – операторы электрического и магнитного дипольного момента атома соответственно,

$$\bar{E} = \frac{1}{2} \{ \bar{E}_0 e^{-i\omega t} + \bar{E}_0^* e^{i\omega t} \}, \quad \bar{H} = \frac{1}{2} \{ \bar{H}_0 e^{-i\omega t} + \bar{H}_0^* e^{i\omega t} \}. \quad (38)$$

Взаимодействие атома с электромагнитным полем описывается уравнением Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\xi, t)}{\partial t} = [H_A(\xi) + W(\xi, t)] \psi(\xi, t), \quad (39)$$

где  $H_A(\xi)$  – гамильтониан атома, учитывающий слабые взаимодействия электронов с ядром в центре масс системы;  $\xi$  – набор пространственных и спиновых переменных электронов и ядра;  $W$  – энергия взаимодействия атома с электромагнитным полем частоты  $\omega$  :

$$W = V e^{-i\omega t} + V^+ e^{i\omega t}, \\ V = -\frac{1}{2} (\bar{d}\bar{E}_0 + \bar{\mu}\bar{H}_0), \quad V^+ = -\frac{1}{2} (\bar{d}\bar{E}_0^* + \bar{\mu}\bar{H}_0^*). \quad (40)$$

Осуществим преобразование  $\psi = \exp\left(-\frac{iH_A}{\hbar}t\right)\varphi$ . Пусть  $H_A\psi_n = E_n\psi_n$  ( $E_n = E_n^{(0)} - 0,5i\Gamma_n$ ,  $E_n^{(0)}$  – энергия атомного уровня,  $\Gamma_n$  – ширина атомного уровня).

Тогда  $\varphi = \sum_n b_n(t)\psi_n$ . Из (40) можно получить

$$i\hbar \frac{\partial b_n(t)}{\partial t} = \sum_f \left\{ \langle n|V|f\rangle e^{i\frac{(E_n - E_f - \hbar\omega)t}{\hbar}} + \langle n|V^+|f\rangle e^{i\frac{(E_n - E_f + \hbar\omega)t}{\hbar}} \right\} b_f(t), \\ \langle \psi_n | \psi_m \rangle \ll 1. \quad (41)$$

Пусть  $b_{n0}$  – амплитуда основного состояния. Подставим амплитуду  $b_f$ , описывающую возбужденное состояние атома, в уравнение для  $b_{n0}$  и изучим это уравнение при  $t \gg \tau_f = \hbar/\Gamma_f$  (или  $\tau_f = \hbar/\Delta E$ );  $\Delta E = E_f^{(0)} - E_{n0} - \hbar\omega$ ;  $\Gamma_f \gg |\langle n|V|f\rangle|$  (или  $\Delta E \gg |\langle n|V|f\rangle|$ ). Следовательно,  $b_{n0}$  определяется уравнением

$$i\hbar \frac{\partial b_{n0}(t)}{\partial t} = \hat{U}_{eff} b_{n0},$$

где

$$\hat{U}_{eff} = -\sum_f \left( \frac{\langle n_0|V|f\rangle \langle f|V^+|n_0\rangle}{E_n - E_f + \hbar\omega} + \frac{\langle n_0|V^+|f\rangle \langle f|V|n_0\rangle}{E_n - E_f - \hbar\omega} \right). \quad (42)$$

Подставляя в (42) выражения для  $V$  и  $V^+$ , получаем

$$\hat{U}_{eff} = -\frac{1}{2} \bar{g}_{ik}^E E_{0i} E_{0k}^* - \frac{1}{2} \bar{g}_{ik}^H H_{0i} H_{0k}^* - \frac{1}{2} \bar{g}_{ik}^{EH} E_{0i} H_{0k}^* - \frac{1}{2} \bar{g}_{ik}^{HE} H_{0i} E_{0k}^*, \quad (43)$$

где поляризуемости атома (молекулы) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}\hat{g}_{ik}^E &= -\frac{1}{2} \sum_f \left( \frac{\langle n_0 | d_i | f \rangle \langle f | d_k | n_0 \rangle}{E_n - E_f + \hbar\omega} + \frac{\langle n_0 | d_k | f \rangle \langle f | d_i | n_0 \rangle}{E_n - E_f - \hbar\omega} \right), \\ \hat{g}_{ik}^H &= -\frac{1}{2} \sum_f \left( \frac{\langle n_0 | \mu_i | f \rangle \langle f | \mu_k | n_0 \rangle}{E_n - E_f + \hbar\omega} + \frac{\langle n_0 | \mu_k | f \rangle \langle f | \mu_i | n_0 \rangle}{E_n - E_f - \hbar\omega} \right), \\ \hat{g}_{ik}^{EH} &= -\frac{1}{2} \sum_f \left( \frac{\langle n_0 | d_i | f \rangle \langle f | \mu_k | n_0 \rangle}{E_n - E_f + \hbar\omega} + \frac{\langle n_0 | \mu_k | f \rangle \langle f | d_i | n_0 \rangle}{E_n - E_f - \hbar\omega} \right), \\ \hat{g}_{ik}^{HE} &= -\frac{1}{2} \sum_f \left( \frac{\langle n_0 | \mu_i | f \rangle \langle f | d_k | n_0 \rangle}{E_n - E_f + \hbar\omega} + \frac{\langle n_0 | d_k | f \rangle \langle f | \mu_i | n_0 \rangle}{E_n - E_f - \hbar\omega} \right).\end{aligned}$$

Необходимо отметить, что  $\hat{g}_{ik}^E$  и  $\hat{g}_{ik}^H$  – P-, T-инвариантные тензоры электрической и магнитной поляризуемости, а  $\hat{g}_{ik}^{EH}$  и  $\hat{g}_{ik}^{HE}$  – P-, T-неинвариантные тензоры поляризуемости.

Пусть атом помещен в статические ( $\omega \rightarrow 0$ ) магнитное и электрическое поля  $\vec{H}$  и  $\vec{E}$ , имеющие одинаковые направления. Тогда легко можно получить эффективную энергию P-, T-нечетного взаимодействия атома с этими полями:

$$\hat{U}_{eff}^{T,P} = -\frac{1}{2} \sum_f \left( \frac{\langle n_0 | d_z | f \rangle \langle f | \mu_z | n_0 \rangle + \langle n_0 | \mu_z | f \rangle \langle f | d_z | n_0 \rangle}{E_f - E_{n_0}} \right) EH. \quad (44)$$

Ось  $z$  параллельна  $\vec{E}$ . Тогда из (32) можно получить

$$\beta_s^T = \sum_f \frac{\langle n_0 | d_z | f \rangle \langle f | \mu_z | n_0 \rangle + \langle n_0 | \mu_z | f \rangle \langle f | d_z | n_0 \rangle}{E_f - E_{n_0}}. \quad (45)$$

Оценим порядок величины  $\beta_s^T$ . Атомное состояние  $|f\rangle$  не обладает определенной четностью из-за присутствия T-нечетных взаимодействий, благодаря слабости которых состояние  $|f\rangle$  смешивается с состоянием противоположной

четности с коэффициентом  $\eta_T = \frac{V_W^T}{E_f - E_n}$ . Согласно сказанному ранее,

$$\beta_s^T \sim \frac{\langle d \rangle \langle \mu \rangle}{E_f - E_{n_0}} \eta_T. \quad (46)$$

Для тяжелых атомов коэффициент смешивания может достигать значений  $\eta_T \approx 10^{-14}$ . Учитывая, что  $\langle \mu \rangle \sim \alpha \langle d \rangle$  (где  $\alpha = 1/137$  – постоянная тонкой структуры), можно получить  $\beta_s^T \sim \eta_T \alpha \frac{\langle d \rangle^2}{\Delta} \approx 10^{-16} \cdot \frac{8 \cdot 10^{-36}}{10^{-12}} \approx 10^{-40}$ . Следовательно,

электрическое поле  $E = 10^2 CGSE$  вызывает магнитный момент  $\mu_T \approx 10^{-38}$ . Тогда для магнитного поля в жидкой мишени можно получить оценку:

$$H = 4\pi r \mu_T \approx 10^{23} \cdot 10^{-38} = 10^{-15} \text{ Гс.} \quad (47)$$

Напряженность магнитного поля можно увеличить, например, сжимая магнитное поле сверхпроводящим экраном. Таким образом, измеряемая напряженность поля может быть увеличена на 4 порядка при уменьшении площади, пронизываемой силовыми линиями с  $1 \text{ м}^2$  до  $1 \text{ см}^2$  (рис. 11).

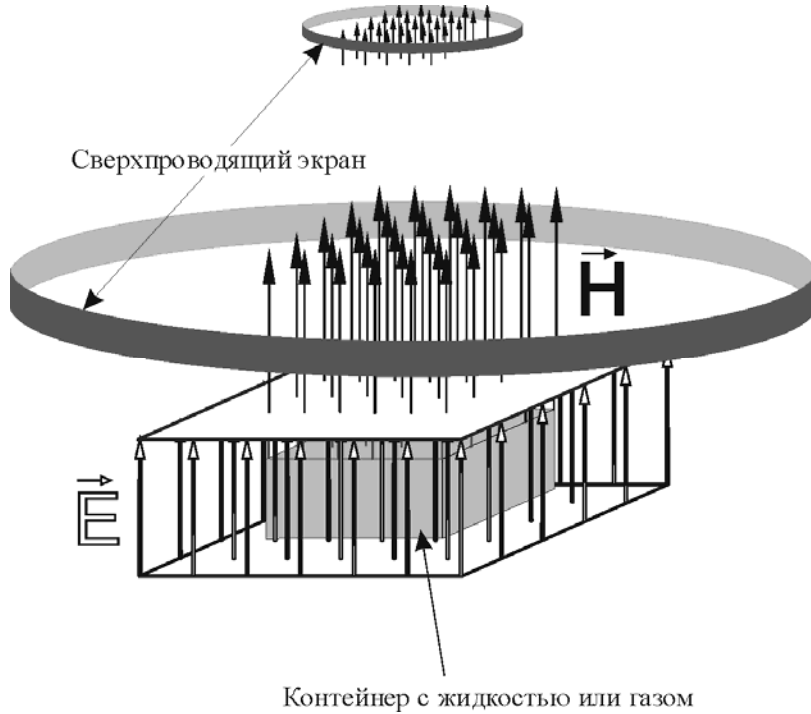


Рис. 11. Измеряемая напряженность поля может быть увеличена на 4 порядка при уменьшении площади, пронизываемой силовыми линиями с  $1 \text{ м}^2$  до  $1 \text{ см}^2$

Индукцированный магнитный момент вызывает появление магнитного поля на электроне (ядре) атома. Это поле  $H^T(E) \sim \mu \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle \sim 10^{-38} \cdot 10^{26} = 10^{-12} \text{ Гс}$ . Следовательно, частота прецессии магнитного момента атома  $\mu_A$  в магнитном поле, индуцированном внешним электрическим полем,

$$\Omega_E \sim \frac{\mu_A \beta E \left\langle 1/r^3 \right\rangle}{\hbar} = \frac{10^{-20} \cdot 10^{-12}}{10^{-27}} = 10^{-5} \text{ с}^{-1}. \quad (48)$$

Необходимо напомнить, что для измерения электрического дипольного момента атома исследуется сдвиг частоты прецессии спина атома в магнитном и



электрическом полях. Т-нечетный сдвиг частоты прецессии спина атома включает два члена: сдвиг частоты, обусловленный взаимодействием электрического дипольного момента атома с электрическим полем  $\omega_E \sim d_a E / \hbar$ , и описанный выше сдвиг частоты  $\Omega \sim \mu H^T(E) / \hbar$ . Этот сдвиг должен быть учтен при интерпретации подобных экспериментов. Нужно также обратить внимание на то, что коэффициент смешивания  $\eta_T$  существенно увеличивается, когда уровни противоположной четности близки друг к другу или даже вырождены. Тогда эффект может возрасти на несколько порядков  $10^5 \div 10^6$  (это имеет место, например, для Dy, TlF, BiS, HgF).

## 5. Т-, Р-нечетные явления в вакууме

Следует заметить, что обсуждавшиеся выше новые Т-, Р-нечетные явления имеют общее значение. Благодаря квантовомеханическому эффекту рождения пар в сильных электрических, магнитных и гравитационных полях вакуум описывается тензором диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{ik}$ , зависящим от этих полей [21, 26]. Теория  $\varepsilon_{ik}$  [21, 26] не учитывает слабого взаимодействия электрона и позитрона друг с другом. Рассматривая слабое взаимодействие между электроном и позитроном в процессе создания пар в электрическом (гравитационном и магнитном) поле, можно обнаружить, что тензор проницаемости вакуума в этих полях включает члены, аналогичные содержащимся в (2). В частности, он содержит член  $\varepsilon_{ik}^{vac} \sim i\beta_{vac\vec{E}}^T \varepsilon_{ikl} n_{lE}$  ( $\varepsilon_{ik}^{vac} \sim i\beta_{vac\vec{g}}^T \varepsilon_{ikl} n_{lg}$ ),  $\bar{n}_g = \frac{\vec{g}}{g}$ ,  $\vec{g}$  – ускорение

свободного падения, т. е. и для фотона, движущегося в электрическом (гравитационном, магнитном) поле в вакууме, существуют явления вращения плоскости поляризации и циркулярного дихроизма. И наоборот,  $\gamma$ -квант, возникающий при однофотонной аннигиляции электрона и позитрона в электрическом (гравитационном, магнитном) поле, имеет примесь циркулярной поляризации, обусловленной Т-, Р-нечетными слабыми взаимодействиями.

Точно так же в вакууме возникает и явление индукции магнитного поля электрическим и наоборот. Благодаря квантовомеханическому эффекту рождения электрон-позитронных пар в сильных электрическом, магнитном или гравитационном полях вакуум описывается тензорами диэлектрической  $\varepsilon_{ik}$  и магнитной  $\mu_{ik}$  проницаемости, зависящими от этих полей. Теория  $\varepsilon_{ik}$  [21] не учитывает слабого взаимодействия электрона и позитрона друг с другом. Рассматривая слабое взаимодействие между электроном и позитроном в процессе создания пар в электрическом (магнитном, гравитационном) поле, можно обнаружить, что плотность электромагнитной энергии вакуума содержит член  $\beta_{vac}^T(\vec{E}\vec{H})$  подобно (32) (в случае поляризации вакуума статическим гравитационным полем  $\beta_g^T(\vec{H}\vec{n}_g)$ ,  $\bar{n}_g = \frac{\vec{g}}{g}$ ,  $\vec{g}$  – ускорение свободного падения).

Это означает, что вокруг электрического заряда могут существовать как электрическое, так и магнитное коллинеарные поля. Но в этом случае  $\oint \vec{B} d\vec{S} \neq 0$  ( $\vec{B}$  – магнитная индукция), что невозможно в рамках классической электродинамики. Существование такого поля означало бы существование индуцированного магнитного монополя. Если же условие  $\oint \vec{B} d\vec{S} = 0$  выполняется, то в сферически симметричном случае это означает равенство нулю этого поля.

Величина такого индуцированного в вакууме магнитного поля очень мала, но возможность его существования сама по себе замечательна.

Приведенные выше результаты могут быть получены и в рамках общего лагранжева формализма. Плотность лагранжиана может зависеть только от инвариантов полей. Для квазистатического электромагнитного поля известны два инварианта  $(\vec{E}\vec{H})$  и  $(E^2 - H^2)$ . В обычной Т-инвариантной теории эти инварианты входят в лагранжиан только как  $(\vec{E}\vec{H})^2$  и  $(E^2 - H^2)$ , т. е.  $L = L(E^2 - H^2, (\vec{E}\vec{H})^2)$  [21]. Но лагранжиан, учитывающий Т-нечетные взаимодействия, может включать разные степени инварианта  $(\vec{E}\vec{H})$ :

$$L_T = L_T(E^2 - H^2, (\vec{E}\vec{H})^2, (\vec{E}\vec{H})). \quad (49)$$

Учитывая малость слабых взаимодействий, получаем из (49):

$$L_T = L(E^2 - H^2, (\vec{E}\vec{H})^2) + \beta_T (\vec{E}\vec{H}), \quad (50)$$

где  $\beta_T = \beta_T(E^2 - H^2, (\vec{E}\vec{H})^2)$  – постоянная, которая должна быть получена в конкретной теории;  $L$  – плотность лагранжиана в Р-, Т-четной электродинамике. Явное выражение для  $L$  приведено в [21].

Вклады, обусловленные поляризацией вакуума, могут быть описаны его электрической и магнитной восприимчивостью, зависящей от этих полей. Согласно [21], векторы электрической и магнитной индукции определяются выражениями:

$$\vec{D} = \frac{\partial L}{\partial \vec{E}}, \quad \vec{B} = \frac{\partial L}{\partial \vec{H}}. \quad (51)$$

Аналогично можно найти электрическую поляризацию  $\vec{P}$  и намагничение  $\vec{M}$  вакуума [21]:

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \frac{\partial(L_T - L_0)}{\partial \vec{E}}, \quad \vec{M} = -\frac{\partial(L_T - L_0)}{\partial \vec{H}}, \\ \vec{D} &= \vec{E} + 4\pi\vec{P}, \quad \vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M}. \end{aligned} \quad (52)$$

В соответствии со сказанным выше Т-неинвариантность приводит к появлению новых Т-нечетных слагаемых в электрической поляризации  $\vec{P}$  и намагничении  $\vec{M}$ : появляется пропорциональная напряженности магнитного поля  $\vec{H}$

добавка к вектору электрической поляризации  $\vec{P}$  и пропорциональная напряженности электрического поля  $\vec{E}$  добавка к вектору намагничивания  $\vec{M}$ .

Проведенный выше анализ показывает, что Т-неинвариантные взаимодействия приводят к существованию многочисленных макроскопических оптических эффектов, обусловленных Т-неинвариантной оптической анизотропией и оптической гиротропией. Хотя эффекты малы, использование «фотонных ловушек», содержащих усилители волны, позволяет не только обнаружить эти новые физические явления, но и получить с их помощью сведения о константах, определяющих Т-неинвариантные взаимодействия. Одним из главных требований к усилителям электромагнитной волны в «фотонной ловушке» является сохранение поляризации усиливаемой волны. С этой точки зрения весьма перспективным представляется черенковский (квазичеренковский) лазер на свободных электронах с резонатором, обладающим цилиндрической симметрией.

### Литература

1. Christenson J. H., Cronin J. W., Fitch V. L., Turlay R. // Phys. Rev. Lett. 1964. Vol. 3. P. 1138; CPLEAR Collaboration // Phys. Lett. 1998. Vol. B444. P. 43.
2. Lamoreaux S. K. // Nucl. Instr. Meth. 1989. Vol. A284. P. 43.
3. Forte M. J. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. G. 1983. Vol. 9. P. 745.
4. Yashchuk V., Budker D., Zolotarev M. // Preprint LBNL-42228. August 1998.
5. Barkov L. M., Melik-Pashayev D., Zolotarev M. // Opt. Commun. 1989. Vol. 70. № 6. P. 467.
6. Барков Л. М., Золотарев М. С., Мелик-Пашаев Д. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48, № 3. С. 144.
7. Сушков О. П., Фламбаум В. В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75, № 4. С. 1208.
8. Баранова Н. В., Богданов Ю. И., Зельдович Б. Я. // УФН. 1977. Т. 123. С. 349.
9. Macaluso D., Corbino O. M. // Nuovo Cimento. 1898. Vol. 8. P. 257; Ibid. 1899. Vol. 9. P. 384.
10. Baryshevsky V. G. // Phys. Lett. 1993. Vol. A177. P. 38.
11. Baryshevsky V. G., Baryshevsky D. V. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1994. Vol. 27. P. 4421.
12. Baryshevsky V. G. // J. High Energy Phys. 1998. Vol. 04. P. 018.
13. Baryshevsky V. G. // LANL e-print archive hep-ph/9912438; hep-ph/0007353.
14. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982.
15. Khriplovich I. V. Parity Nonconservation in Atomic Phenomena. London, 1991.
16. Baryshevsky V. G. // LANL e-print archive hep-ph/9912270.
17. Baryshevsky V. G. // Phys. Lett. 1999. Vol. A260. P. 24.
18. Baryshevsky V. G., Matsukevich D. N. // LANL e-print archive hep-ph/0002040.
19. Shi-Lin Chang. Multiple Diffraction of X-rays in Crystals. Springer-Verlag, 1984.
20. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Квантовая механика. М., 1989.
21. Берестецкий В., Лившиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М., 1989.
22. Барышевский В. Г. // Труды XXXII зимней школы по физике ядра и элементарных частиц / ЛИЯФ. Спб., 1998. С. 117.
23. Meekhof D. H., Vetter P. A., Majumder P. K et al. // Phys. Rev. 1995. Vol. A52. P. 1895.
24. Edwards N. H., Phipp S. J., Baird G. and Nakayama S. // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74. P. 2654.
25. Cameron R., Cantatore G., Melissinos A. C. et al. // Phys. Rev. 1993. Vol. D47. P. 3707.
26. Bunch T. S., Davies P. C. W. // Proc. Roy. Soc. Lond. 1977. Vol. A356. P. 569.
27. Kozlov M. G., Porsev S. G. // Phys. Lett. 1989. Vol. A142. P. 233.
28. Барышевский В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред. М., 1995.

# TIME-REVERSAL-VIOLATING OPTICAL ANISOTROPY AND GYROTROPY

V. G. Baryshevsky

New optical phenomena caused by time-reversal-violating interactions of the electrons and nucleus are discussed. These phenomena give us a new key for studying the time-reversal-violating interactions of the elementary particles.

Violation of time reversal symmetry has been observed only in  $K_0$ -decay many years ago, and remains one of the great unsolved problems in elementary particle physics. Since the discovery of the CP-violation in decay of  $K_0$ -mesons, a few attempts have been undertaken to observe this phenomenon experimentally in different processes. However, those experiments have not been successful. At the present time novel more precise experiments are actively discussed: observation of the atom and neutron electric dipole moment (EDM) through either spin precession or light polarization plane rotation caused by pseudo-Zeeman splitting of atom (molecule) levels by external electric field  $\vec{E}$  due to interaction of atom level EDM  $\vec{d}_a$  with electric field, this effect is similar to magneto-optic effect Macaluso – Corbino). It should be noted that the mentioned experiments use the possible existence of such intrinsic quantum characteristic of atom (molecule) as static EDM. There is one more characteristic of atom (molecule) describing its response to the external field effect together with the EDM – the T- and P-odd polarizability of atom (molecule)  $\beta_T$ . This polarizability differs from zero even if EDM of electron is equal to zero and pseudo-Zeeman splitting of atom (molecule) levels is absent. The T-odd polarizability  $\beta_T$  yields to the appearance of new optical phenomena – photon polarization plane rotation and circular dichroism in an optically homogeneous isotropic medium exposed to an electric field caused by the Stark mixing of atom (molecule) levels. This T-odd phenomenon is a kinematic analog of the well known T-even phenomenon of Faraday effect of the photon polarization plane rotation in the medium exposed to a magnetic field due to Van-Vleck mechanism. Similarly to the well known P-odd T-even effect of light polarization plane rotation for which the intrinsic spin spiral of atom is responsible, this effect is caused by the atom magnetization appearing under external electric field action (see section 3). Moreover, the magnetization of atom appearing under action of static electric field causes the appearance of induced magnetic field. As a result, the effect of polarization plane rotation deal with the energy levels splitting is caused not only by EDM interaction with electric field but by of induced magnetic field interaction with  $\vec{\mu}_a$ , too. It is easy to see, that even for  $\vec{d}_a = 0$  the energy of splitting differs from zero and the T-odd effect of polarization plane rotation exists. One more interesting T-odd phenomenon appears when the photon beam is incident orthogonally to the external electric field  $\vec{E}$  (or magnetic field  $\vec{H}$  or both electric and magnetic fields). This is birefringence effect (i.e. the effect when plane polarized photons are converted to circular polarized ones and vice versa).

Also the T-odd phenomenon of photon polarization plane rotation and circular dichroism appears at photon passing through non-center-symmetrical diffraction grating

Effect magnitudes are evaluated. The ways to observe these phenomena experimentally are discussed.